УДК 621.362.1:66-971

# МАТЕМАТИЧЕСКОЕ ОБЕСПЕЧЕНИЕ ДЛЯ МОДЕЛИРОВАНИЯ ТЕРМОЭМИССИОННЫХ СИСТЕМ

Ю.В. Бабушкин, В.П. Зимин

Томский политехнический университет
E-mail: zimin@ido.tpu.ru

*Представлено описание математического обеспечения, предназначенного для проведения научных и проектных исследований процессов в термоэмиссионных преобразователях, электрогенерирующих элементах и многоэлементных сборках.*

При создании компактных автономных источников электрической энергии, обладающих значительным ресурсом работы, одним из перспективных является термоэмиссионный метод преобразования энергии. Данный метод позволяет преобразовывать тепловую энергию, полученную с помощью ядерного источника, непосредственно в электрическую. В термоэмиссионных установках протекают многочисленные взаимосвязанные процессы [1–4]: нейтронно-физические, эмиссионные, плазменные, электрические, гидравлические, тепловые, адсорбционные и др. Экспериментальные исследования и испытания термоэмиссионных установок являются сложными и дорогостоящими, поэтому значительное место в их исследованиях и проектировании занимает математическое моделирование [3].

При разработке математических моделей одной из проблем является выбор их типов – стационарные, нестационарные, статические, эмпирические и т.д. Решается эта проблема в зависимости от целей моделирования на предварительном этапе обследования объекта путем оценки характерных времен протекания процессов. Как правило, требуется провести расчеты статических и динамических вольт-амперных характеристик (ВАХ) многоэлементных термоэмиссионных электрогенерирующих сборок (ЭГС) при заданных законах изменения уровней тепловой мощности, давления пара цезия, входной температуры и расхода теплоносителя, а также сопротивления нагрузки. То есть, моделирование характеристик ЭГС является актуальной и сложной задачей, особенно в дуговом режиме, когда требуется найти взаимосогласованное решение нескольких краевых задач, так как при отклонении от равновесного состояния за счет изменения электронного охлаждения эмиттеров, потенциального поля ЭГС и джоулева тепловыделения в элементах конструкции изменяется температурное поле электродов. При расчетах отдельных ЭГС обычно влиянием температур на нейтронно-физические процессы, а, следовательно, и уровень тепловыделения, пренебрегается. Характерное время гидравлических процессов зависит от пропускной способности межэлектродных зазоров (МЭЗ), длины ЭГС и изменяется в широких пределах. Обычно, за исключением проведения специальных экспериментов [3], съем ВАХ производится после установления давления пара цезия в межэлектродных зазорах (МЭЗ), поэтому их инерционность можно не учитывать.

Характерное время тепловых процессов составляет $\tau_T\approx10...40$ с и определяется теплофизическими свойствами используемых материалов, уровнем генерируемого тока, условиями охлаждения и размерами конструкционных элементов установок. В термоэмиссионных установках, в зависимости от состояния МЭЗ, может реализовываться вакуумный или плазменные (квазивакуумный, прямопролетный, диффузионный, дуговой) режимы. Для осуществления плазменных режимов в МЭЗ вводят атомы цезия, которые за счет ионизации образуют плазму, а за счет адсорбции существенно увеличивают эмиссионную способность электродов. Эмиссионные характеристики электродов ЭГС определяются кинетикой адсорбции (десорбции) атомов цезия. Их интенсивность экспоненциально зависит от теплоты испарения атомов цезия с электродов. Характерное время эмиссии, определяемое временем адсорбции-десорбции атомов цезия на электродах, полученное на основе оценок [4], составляет $\tau_A\approx10^{-5}...10^{-1}$ с. Для плазменных процессов в термоэмиссионных преобразователях энергии (ТЭП) существует иерархия характерных времен, которая связана с различными подсистемами плазмы. В рабочих условиях оно определяется временем релаксации возмущений плотности плазмы и составляет $\tau_П\approx10^{-6}...10^{-3}$ с [5]. Время установления электрических характеристик гораздо меньше, чем для плотности плазмы $\tau_Э<<\tau_П$.

Таким образом, в области времен 5...50 с тепловые процессы можно рассматривать в нестационарном, а остальные – в квазистационарном приближении.

Термоэмиссионные установки можно разделить на три группы. В первую группу входят ТЭП – это установки, предназначенные в основном для лабораторных исследований, у которых внешние параметры (температура эмиттера $T_E$, температура коллектора $T_C$, давление насыщенных паров цезия $P_{Cs}$, межэлектродный зазор $d$) практически не меняются. Во вторую группу входят электрогенерирующие элементы (ЭГЭ) и электрогенерирующие сборки, выходные переменные которых существенно зависят от пространственных координат. На основе ЭГЭ и ЭГС проектируются термоэмиссионные ядерные энергетические установки третьей группы электрической мощностью от 10 до 500 кВт.

Рассмотрим ЭГС, состоящую из $n$ последовательно соединенных элементов, упрощенная схема, которой представлена на рисунке.

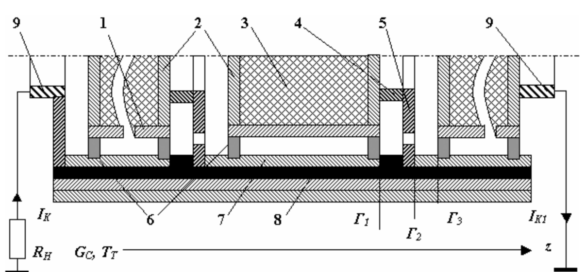



***Рисунок.*** *Упрощенная схема многоэлементной ЭГС: 1) эмиттер, 2) торцы, 3) ядерное горючее, 4) цилиндрическая перемычка, 5) дисковая перемычка, 6) дистанционаторы, 7) коллектор, 8) коллекторный пакет, 9) токовыводы*

Эмиттер (1) и торцы (2) ЭГЭ представляют собой оболочку из тугоплавкого материала, как правило, вольфрама, внутри которой находится ядерное горючее (3). Один из торцов эмиттера свободен. Ко второму торцу присоединена коммутационная перемычка, которая состоит из двух частей: цилиндрической (4) и дисковой (5). Перемычка выполнена также из тугоплавкого материала – ниобия. Для поддержания заданной величины МЭЗ используются дистанционаторы (6), которые располагаются по окружности, и их количество может быть различным. Коллектор (7) ЭГЭ представляет собой цилиндрическую оболочку из ниобия. Сброс тепла производится через коллекторный пакет (8), который в общем случае выполняется в виде многослойной оболочки из материалов с различными теплофизическими свойствами.

В связи с неравномерностью выделения тепла по высоте активной зоны реактора, для поддержания одинакового уровня максимальных температур эмиттеров в рабочей области используется геометрическое профилирование ЭГС, которое приводит к различным длинам ЭГЭ.

К внешним переменным, определяющим вид ВАХ ЭГС, относятся:

- уровень ($q_V$, Вт/см$^3$) и профиль объемного тепловыделения в сердечниках ЭГС;
- входная температура теплоносителя ($T_T$, К);
- объемный расход теплоносителя ($G_C$, г/(см$^2$с));
- давление насыщенных паров цезия ($P_{Cs}$, Па) в МЭЗ;
- сопротивление электрической нагрузки ($R_H$, Ом).

Зависимость температуры атомов цезия $T_{Cs}$ от $P_{Cs}$ в резервуаре определяется формулой [4]

$$T_{Cs} = \frac{3740}{6,78 - \lg(\frac{P_{Cs}}{133})}. \quad (1)$$

При работе ЭГС тепловая энергия, выделяемая в сердечниках, приводит к разогреву эмиттеров и торцевых оболочек. Часть энергии преобразуется в электрическую за счет эмиссии электронов с эмиттера, а часть сбрасывается тепловым излучением и теплопроводностью паров цезия через МЭЗ и коллектор в систему охлаждения реактора. Через дистанционаторы и коммутационные элементы происходят потери тепловой энергии с эмиттеров, которые приводят к неравномерности температурного поля электродов. Кроме того, через дистанционаторы и изолирующие элементы неизбежны утечки электрического тока, из-за которых снижается величина отдаваемой в нагрузку мощности. Вследствие больших величин тока и конечности омического сопротивления эмиттера и коллектора их поверхности не эквипотенциальны.

В дальнейшем будем использовать цилиндрическую систему координат с осью $z$, направленной вдоль оси ЭГС слева направо. Начало координат расположим в плоскости соединения эмиттера первого ЭГЭ с токовыводом. Рассматривается азимутально-симметричная ЭГС. Под точкой с координатой $z$ понимается любая точка, расположенная на окружности, образованной пересечением эмитирующей поверхности плоскостью, перпендикулярной к оси цилиндра в точке $z$. В общем случае поверхности эмиттера и коллектора не изотермические и не эквипотенциальные, поэтому работы выхода электродов, разность потенциалов между электродами, потери тепловой энергии с эмиттера, следовательно, и плотность генерируемого тока эмитирующей поверхности являются функциями координаты $z$. Кроме того, вывод газообразных продуктов деления топлива в МЭЗ ухудшает эмиссионные свойства электродов и повышает теплопроводность зазора.

При прохождении электрического тока по электродам в зазоре образуется собственное магнитное поле, следствием которого является возникновение двух эффектов [1, 6]:

- уменьшение подвижности электронов, а, следовательно, и тока насыщения преобразователя в диффузионном режиме;
- появление пондеромоторных сил, которые создают градиент давления в закрытых, либо движение плазмы в открытых ЭГС.

В течение ресурсных испытаний к перечисленным особенностям объекта исследования следует отнести деформацию топливно-эмиттерных блоков, а также изменения эмиссионных, тепло- и электрофизических свойств материалов.

Т.о., плотность генерируемого тока оказывается сложной функцией многих переменных в каждой точке координаты $z$, а именно, температур электродов, давления паров цезия, напряжения между электродами, межэлектродного зазора и т.д.

Для получения этой зависимости могут быть использованы экспериментальные данные, эмпирические [7, 8] или теоретические [1, 9] модели ВАХ ТЭП. В основу модели, изложенной в [7], положены обнаруженные закономерности зависимости внутреннего падения напряжения на зазоре от параметров преобразователя, которые выражаются следующим образом:

$$V_d = V_{d,\text{ac}}(P_{Cs}d, T_E, J) + \Delta V_d \left[ P_{Cs}d, \frac{kT_E}{e}\ln(J_E / J) \right], \quad (2)$$

где $k$ – постоянная Больцмана; $e$ – заряд электрона; $J$ – ток, проходящий через преобразователь; $J_E$ – эмиссионный ток эмиттера.

Из (2) видно, что асимптотическая составляющая падения напряжения на зазоре $V_{d,ac}$ зависит от $P_{Cs}d$, $T_E$ и $J$. Асимптотическая ветвь ВАХ реализуется в дуговом режиме работы при условии $J<<J_E$. В области токов $J \to J_E$ падение напряжения на зазоре значительно возрастает за счет дополнительной составляющей$\Delta V_d$, зависящей от $P_{Cs}d$ и $(kT_E/e)\ln(J_E/J)$.

Выходное напряжение преобразователя рассчитывается по формуле:

$$V_H = (F_E^{эф} - F_C)/e - V_d. \quad (3)$$

Эффективная работа выхода эмиттера $F_E^{эф}$ берется как наилучшая оценка из трех величин $\{F_B, F_E, \mu_p\}$

$$F_E^{эф} = \begin{cases} F_E, \mu_p < F_E < F_B \\ \mu_p, F_E < \mu_p < F_B \\ F_B, F_E < F_B < \mu_p \\ F_B, F_E > F_B \end{cases}, \quad (4)$$

где $F_B, F_E, \mu_p$ – «истинная» работа выхода, больцмановская работа выхода и химический потенциал плазмы,

$$F_B = kT_E \ln(120T_E^2/J), \quad (5)$$

$$\mu_p = 1{,}945 + 1{,}15kT_E[2{,}5\lg(T_E) - \lg(\frac{P_{Cs}}{133}) - 3{,}0]. \quad (6)$$

Работы выхода электродов определяются с помощью кривых Рейзора [4] $F_{E(C)} = F_{E(C)}(T_{E(C)}/T_{Cs}, F^0_{E(C)})$, где $F^0_{E(C)}$ – вакуумная работа выхода эмиттера (коллектора), $T_{Cs}$ определяется по формуле (1). Эмиссионные плотности тока электродов определяются по формуле Ричардсона – Дэшмана [4]

$$J_{E(C)} = 120T^2_{E(C)} \exp(-F_{E(C)}/(kT_{E(C)})).$$

В [7] также показано эффективное применение модели для расчета ВАХ ТЭП, не вошедших в семейство экспериментальных характеристик, использованных при ее построении. Эмпирическая модель позволяет проводить расчеты ВАХ при изменении параметров ТЭП в следующих диапазонах:

$T_E$=1600...2100 K, $6 \le J \le 30$ А/см$^2$,
$d \ge 0{,}01$ см, $0{,}4788 \le P_{Cs}d \le 83{,}79$ Па·см.

При построении модели использовались экспериментальные ВАХ ТЭП с пренебрежимо малой эмиссией с коллектора. Составляющая падения напряжения на зазоре $\Delta V_d[P_{Cs}d, (kT_E/e)\ln(J_E/J)]$, которая учитывает эффект Шоттки, определена только для $J_E/J>1$. Так как при $J_E/J \to 1$ существенно возрастает эффект Шоттки, то для учета «горячего» коллектора в рассматриваемую модель внесены следующие усовершенствования.

*Во-первых*, т.к. значения тока, при которых производится расчет напряжения между электродами, ограничиваются областью до точки перегиба ВАХ $J \le k_{пер}(P_{Cs}d)J_E$, то в области более высоких токов характеристика аппроксимируется прямой линией, параметры которой так же рассчитываются на основе эмпирической модели в точке перегиба. Коэффициент $k_{пер}$ определяется по формуле, аппроксимирующей экспериментальные данные [7].

*Во-вторых*, влияние электронной эмиссии с коллектора учитывается за счет дополнительного падения напряжения на зазоре

$$\Delta V_C = \begin{cases} 0, \text{ если } J_C \le k_{oe}J, \\ kT_C/e \ \ln(J_C/(k_{oe}J)), \text{ если } J_C > k_{oe}J, \end{cases} \quad (7)$$

где $J_C$, $k_{oe}$ – эмиссионный ток с коллектора и коэффициент, учитывающий эмиссию с коллектора. Рекомендуемое значение $k_{oe}$=0,2.

*В-третьих*, область диффузионного режима работы ТЭП аппроксимируется зависимостью вида

$$V_H(J) = V_H^* - kT_E \ln(J^*/J)/e, \quad (8)$$

где $V_H^*$, $J^*$ – минимальные напряжение и ток дугового режима работы ТЭП. Эти значения определяются как координаты точки пересечения дуговой ветви ВАХ ТЭП и горизонтальной прямой, отсекающей по оси $J$ значение, равное току насыщения в диффузионном режиме [1].

Описанные модификации модели, уравнения (2–8), позволили существенно расширить область расчета ВАХ ТЭП, что очень важно при проведении многовариантных расчетов характеристик ЭГС в автоматическом режиме.

С помощью модифицированной модели [7] можно рассчитать набор ВАХ ТЭП в плазменных режимах. В [9] приведены модели, позволяющие рассчитывать характеристики преобразователя в вакуумном и квазивауумном режимах.

Т.о., для исследования характеристик ЭГС зависимость плотности генерируемого тока от параметров преобразователя можно получить тремя способами. *Во-первых*, использовать экспериментальные характеристики в виде таблиц. *Во-вторых*, включить модель ВАХ ТЭП в модель расчета ВАХ ЭГС. *В-третьих*, по модели расчета ВАХ ТЭП рассчитать зависимости плотности генерируемого тока от внешних параметров в виде таблиц и далее их использовать при моделировании ЭГС. Недостатком второго способа является необходимость многократного расчета одних и тех же характеристик ТЭП, что приводит к большим затратам времени. Поэтому на практике наибольшее применение нашли первый и третий способы.

Для расчета статических ВАХ коаксиальных ЭГС к настоящему времени разработано большое количество моделей [10–14]. Все они базируются на решении с помощью ПЭВМ подобных систем дифференциальных уравнений, описывающих тепловые и электрические процессы в ЭГЭ, а различаются методами расчета и разной степенью детализации учета особенностей их конструкций. Эти различия определяют выбор математической модели для решения конкретной задачи. Так для оценочных расчетов вполне пригодны простые модели, позволяющие оперативно рассчитывать ВАХ

ЭГС [10]. В то же время при изучении процессов в ЭГЭ и ЭГС, а также при прогнозировании ожидаемых характеристик и их применении для решения задач идентификации целесообразно использование детальных математических моделей ЭГС [11–14]. Под детальностью модели понимается максимально возможная степень отражения схемно-конструкционных и технологических особенностей ЭГС и изменяющихся условий работы.

Следует отметить, что одним из наиболее информативных режимов работы ЭГС, позволяющим получить дополнительную информацию о ее состоянии, является динамический. Так на основе обработки экспериментальных переходных процессов разработан ряд методов оценки внутренних неизмеряемых параметров, а с помощью модели [12] объяснено аномальное поведение некоторых ЭГС [3].

Так как тепловые процессы более инерционны по сравнению с электрическими, то математическую модель ЭГС можно представить в виде совокупности нестационарной тепловой и стационарной электрической моделей [12].

При составлении математической модели тепловых процессов ЭГС были приняты допущения кроме азимутальной симметрии, о пренебрежении перепадом температур по толщине электродов, коммутационных перемычек и несущей трубки.

Уравнения, описывающие тепловые процессы в элементах конструкции ЭГС, записываются следующим образом:

$$\frac{\partial}{\partial z}(\lambda_i(T_i)\frac{\partial T_i}{\partial z})+\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(r\lambda_i(T_i)\frac{\partial T_i}{\partial r})+q_{Vi}(z,r)=$$
$$=c_i(T_i)\rho_i(T_i)\frac{\partial T_i}{\partial t}, \qquad (9)$$

где $\lambda_i$, $c_i$, $\rho_i$ – теплопроводность, удельные теплоемкость и плотность материала $i$-ого элемента конструкции; $q_{Vi}(z,r)$ – удельное тепловыделение в $i$-ом элементе конструкции.

Уравнение теплопроводности жидкометаллического теплоносителя:

$$\frac{\partial}{\partial z}(\lambda_T(T_T)\frac{\partial T_T}{\partial z})+G_C c_T(T_T)\frac{\partial T_T}{\partial z}+q_{VT}(z)=$$
$$=c_T(T_T)\rho_T(T_T)\frac{\partial T_T}{\partial t}. \qquad (10)$$

Уравнения (9, 10) дополняются граничными условиями, которые имеют следующий физический смысл:

– равенство нулю теплового потока на оси в силу радиальной симметрии ЭГС

$$\left.\frac{\partial T}{\partial r}\right|_{r=0}=0; \qquad (11)$$

– равенство температур и тепловых потоков на границах конструкционных материалов

$$T_i|_{\Gamma-0}=T_j|_{\Gamma+0},\ S_i\lambda_i(T_i)\frac{\partial T_i}{\partial r}|_{\Gamma-0}=$$
$$=S_j\lambda_j(T_j)\frac{\partial T_j}{\partial r}|_{\Gamma+0},$$
$$S_i\lambda_i(T_i)\frac{\partial T_i}{\partial z}|_{\Gamma-0}=S_j\lambda_j(T_j)\frac{\partial T_j}{\partial z}|_{\Gamma+0}; \qquad (12)$$

– тепловой поток с эмиттера

$$-\lambda_E(T_E)\frac{\partial T_E}{\partial r}=j(d,P_{Cs},T_E,T_C,U(z))\times$$
$$\times[U(z)+q_C(T_C,T_{Cs})/e]+$$
$$+\varepsilon(T_E,T_C)\sigma(T_E^4-T_C^4)+\frac{\lambda_{Cs}(T_E,T_C,P_{Cs})}{d}(T_E-T_C), \qquad (13)$$

где $T_E$=$T(r$=$r_E)$, $T_C$=$T(r$=$r_C)$, $r_E$, $r_C$ – наружный радиус эмиттера и внутренний радиус коллектора соответственно, $\varepsilon$ – приведенная степень черноты излучающих поверхностей, $\sigma$ – постоянная Стефана-Больцмана, $q_C$ – теплота конденсации электронов на коллекторе;

– тепловой поток на коллектор

$$-\lambda_C(T_C)\frac{\partial T_C}{\partial r}=j(d,P_{Cs},T_E,T_C,U(z))\times$$
$$\times[q_C(T_C,T_{Cs})/e]+\varepsilon(T_E,T_C)\sigma(T_E^4-T_C^4)+$$
$$+\frac{\lambda_{Cs}(T_E,T_C,P_{Cs})}{d}(T_E-T_C); \qquad (14)$$

– тепловой поток между поверхностями, расположенными на расстоянии $\delta z$,

$$\lambda(T)\frac{\partial T}{\partial z}|_{Z0}=\varepsilon(T)\sigma(T^4|_{Z0}-T^4|_{Z0+\delta z})+$$
$$+\frac{\lambda_{Cs}(T)}{\delta z}(T|_{Z0}-T|_{Z0+\delta z}); \qquad (15)$$

– тепловой поток на несущую трубу

$$-\lambda_C(T)\frac{\partial T_C}{\partial r}=\alpha(T)(T_C-T_{HT}), \qquad (16)$$

где $\alpha$ – коэффициент теплопередачи коллекторного пакета;

– входная температура теплоносителя

$$T_T|_{Z=0}=T_{T0}. \qquad (17)$$

Начальные условия задаются следующим образом

$$T(z,r,t)|_{t=t_0}=T(z,r,t_0), \qquad (18)$$

где $T(z,r,t_0)$ – температурное поле ЭГС в стационарном состоянии.

Распределение потенциалов по длине электродов $k$-ого ЭГЭ сборки с учетом плотностей токов утечки между электродами $j_Y$ и через коллекторную изоляцию $j_{YM}$ описывается уравнениями вида [12]

$$S_E\frac{\partial}{\partial z}(\frac{1}{\rho_E(T_E)}\frac{\partial V_E}{\partial z})=-2\pi r_E(j-j_Y),$$
$$S_C\frac{\partial}{\partial z}(\frac{1}{\rho_C(T_C)}\frac{\partial V_C}{\partial z})=2\pi r_C(j-j_Y+j_{YM}). \qquad (19)$$

На границах $k$-ого ЭГЭ с перемычками должны выполняться следующие условия

$$\left.\frac{S_E}{\rho_E(T_E)}\frac{\partial V_E}{\partial z}\right|_{\Gamma_1}=\left.\frac{S_P}{\rho_p(T_P)}\frac{\partial V_P}{\partial z}\right|_{\Gamma_1},$$

$$\left.\frac{S_E}{\rho_E(T_P)}\frac{\partial V_E}{\partial z}\right|_{\Gamma_3}=-S_{P1}(j-j_y), \quad (20)$$

$$\left.\frac{S_P}{\rho_P(T_P)}\frac{\partial V_P}{\partial z}\right|_{\Gamma_1}+S_{P1}(j-j_y)=\frac{1}{R_P(T_P)}(V_P-V_C), \quad (21)$$

$$\left.\frac{S_C}{\rho_C(T_C)}\frac{\partial V_C}{\partial z}\right|_{\Gamma_1}=\left.\frac{S_C}{\rho_{CC}(T_C)}\frac{\partial V_C}{\partial z}\right|_{\Gamma_1},$$

$$\left.\frac{S_C}{\rho_{CC}(T_C)}\frac{\partial V_C}{\partial z}\right|_{\Gamma_1}+\frac{1}{R_P(T_P)}(V_P-V_C)=$$

$$=\left.\frac{S_C}{\rho_C(T_C)}\frac{\partial V_C}{\partial z}\right|_{\Gamma_2}, \quad (22)$$

где $S$ – площади поперечных сечений соответствующих элементов ЭГЭ; $\rho$ – удельные электрические сопротивления материалов; $T_P$ – температура перемычки; $\Gamma_1$, $\Gamma_2$ и $\Gamma_3$ – границы соприкосновения электродов с коммутационной перемычкой.

Напряжение на нагрузке находится по формуле

$$U_H=(V_C\Big|_{z=0}-V_E\Big|_{z=z_{\max}})-I_K R_T-I_{K1}R_{T1}, \quad (23)$$

причем, $U_H$=$I_K R_H$ $R_T$, $R_{T1}$ – сопротивления токовыводов, $I_K$, $I_{K1}$ – токи, проходящие по соответствующим токовыводам.

Для расчета динамических характеристик ЭГС необходимо найти самосогласованное решение уравнений (9, 10, 19) с граничными (11–17, 20–23) и начальными (18) условиями при внесении различных возмущений в математическую модель сборки.

Таким образом, представленное математическое описание процессов, происходящих в ТЭП и ЭГС, дает возможность решить ряд текущих задач, возникающих как на этапе проектирования, так и на этапе испытаний ЭГС, а именно, рассчитывать:

- статические и динамические ВАХ ЭГС;
- переходные процессы;
- аварийные ситуации (короткое замыкание, обрывы перемычек, ухудшение свойств коллекторной изоляции и т.п.);
- длины ЭГЭ в ЭГС при геометрическом профилировании;
- влияние различных параметров на выходные характеристики ЭГС;
- внутренние параметры ЭГС по выходным статическим и динамическим характеристикам и т.д.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ


1. Термоэмиссионные преобразователи и низкотемпературная плазма / Ф.Г. Бакшт, Г.А. Дюжев, А.М. Марциновский и др.; Под ред. Б.Я. Мойжеса и Г.Е. Пикуса. – М.: Наука, 1973. – 480 с.
2. Ушаков Б.А., Никитин В.Д., Емельянов И.Я. Основы термоэмиссионного преобразования энергии. – М.: Атомиздат, 1974. – 288 с.
3. Синявский В.В. Методы и средства экспериментальных исследований и реакторных испытаний термоэмиссионных электрогенерирующих сборок. – М.: Энергоатомиздат, 2000. – 375 с.
4. Сергеев Д.И., Титков А.С. Адсорбирующие электроды. – М.: Энергоиздат, 1982. – 128 с.
5. Лидоренко Н.С., Лошкарев А.И. Динамические характеристики плазменного диода в режиме низковольтного дугового разряда. I. Теория динамических характеристик // Журнал технической физики. – 1973. – Т. 43. – Вып. 5. – С. 989–999.
6. Дружинин В.А., Щербинин П.П. Особенности сильноточного режима термоэмиссионного преобразователя // Известия АН СССР. Сер. Энергетика и транспорт. – 1987. – № 3. – С. 116.
7. Коноплев А.А., Юдицкий В.Д., Пушина Л.И. Эмпирический метод расчета вольтамперных характеристик разрядного режима термоэмиссионного преобразователя // Журнал технической физики. – 1975. – Т. 45. – Вып. 2. – С. 314–319.
8. Миронов В.С., Сидельников В.Н. Предельные выходные характеристики ТЭП // Ядерная энергетика в космосе: Доклады советских специалистов на Междунар. конф. – Обнинск, 1990. – С. 90–92.
9. Зимин В.П. Моделирование стационарных и динамических характеристик термоэмиссионных преобразователей: Дис. ... канд. техн. наук: 05.13.16. – Защищена 23.06.89. – Томск, 1989. – 148 с.
10. Бровальский Ю.А., Лебедева В.В., Райков И.И., Рожкова Н.М., Синявский В.В. Расчетное исследование энергетических характеристик термоэмиссионных электрогенерирующих элементов и ЭГК // Известия АН СССР. Теплофизика высоких температур. – 1975. – Т. 13. – № 1. – С. 171–175.
11. Ружников В.А. Численный метод совместного решения тепловой и электрической задач для термоэмиссионного электрогенерирующего канала. – Обнинск, 1977. – 24 с. (Препринт ФЭИ–774).
12. Бабушкин Ю.В., Мендельбаум М.А., Савинов А.П., Синявский В.В. Алгоритм расчета характеристик термоэмиссионных электрогенерирующих сборок // Известия АН СССР. Сер. Энергетика и транспорт. – 1981. – № 2. – С. 115–122.
13. Ружников В.А., Шиманский А.А. Методы численного расчета характеристик термоэмиссионных электрогенерирующих элементов и систем. – Обнинск, 1984. (Препринт ФЭИ–1609).
14. Давыдов А.А., Попыкин А.И. Совместное решение уравнений теплоэлектропроводности при расчете термоэмиссионных преобразователей для термоэмиссионных надстроек // Инженерно-физический журнал. – 1987. – Т. 52. – № 5. – С. 864–865.